



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2002–30

ОЭФ

Г.А. Акопджанов

ДРЕЙФ ЭЛЕКТРОНОВ В АРГОНЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Протвино 2002

Аннотация

Акопджанов Г.А. Дрейф электронов в аргоне и моделирование сечений возбуждения: Препринт ИФВЭ 2002–30. – Протвино, 2002. – 11 с., 10 рис., библиогр.: 19.

Для широкого диапазона напряженности однородного электрического поля моделировался дрейф электронов в аргоне методом *Монте-Карло*. Было уточнено полное сечение возбуждения атомов аргона. Полученные дрейфовые характеристики сравниваются с имеющимися экспериментальными и расчетными данными.

Abstract

Akopdzhanov G.A. Electron Drift in the Argon and the Modelling of the Excitation Cross Section: IHEP Preprint 2002–30. – Protvino, 2002. – p. 11, figs. 10, refs.: 19.

Electron drift in the argon was modeled by Monte-Carlo method for the wide range of the uniform electric field intensity. The total excitation cross section of argon atoms was measured precisely. The obtained drift characteristics compared with the experimental data and with the results of the another calculations.

Данная работа была проведена в рамках изучения разрядных процессов в цилиндрических газовых детекторах ядерного излучения, работающих в условиях ограниченной пропорциональности газового усиления. Хотя в таких детекторах образование лавины начинается непосредственно около анода, первичные электроны дрейфуют какое-то время в электрическом поле, которое уже достаточное, чтобы образовалась пространственная или временная структура будущей лавины.

Для моделирования этих процессов методом *Монте-Карло* нам необходимо знание дифференциальных сечений взаимодействия электронов с газами, которые составляют рабочую смесь газовых детекторов. Если для большинства газов имеются экспериментальные или расчетные зависимости сечений упругого рассеяния электронов и ионизации от энергии, то этого нельзя сказать о процессах возбуждения, так как прямые измерения сечений возбуждения связаны с большими экспериментальными трудностями.

Косвенно сечения возбуждения электронов в газе можно оценить из дрейфа электронов в собственном газе. В настоящее время такие задачи решаются с помощью транспортного уравнения Больцмана [1] для однородного электрического поля

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (1)$$

что связано с прогрессом его численного решения. Здесь $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ — функция распределения электронов по скоростям, $\frac{eE}{m}$ — ускорение, член в правой части выражает взаимодействие электронов с газом.

При поставленных сечениях взаимодействий полученные дрейфовые характеристики (скорость дрейфа, коэффициент ионизации и т.п.) сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Моделирование методом *Монте-Карло* таких задач более перспективно, чем численные решения уравнения Больцмана, прежде всего из-за возможности использовать экспериментальные данные дрейфовых характеристик в неоднородных электрических полях (пропорциональные счетчики, дрейфовые трубки и т.д.).

В газовых детекторах часто используются инертные газы с небольшими добавками (до 10%) гасящего газа, и имеется большой фактический материал дрейфовых характеристик таких смесей до издания одной из *желтых книг* [2] и после. Так, например, сечение упругого рассеяния электронов в органическом газе больше сечения рассеяния в аргоне, но в небольших электрических полях скорость дрейфа электронов в смеси газов больше, чем в чистом аргоне, из-за возбуждения колебательных уровней в органическом газе. Используя аргон в качестве эталонного газа, можно восстановить сечения возбуждения этих уровней.

При более высоких полях (когда идет размножение электронов) по газовому усилению можно получить информацию как о взаимодействии электронов с гасящими газами, так и о процессах снятия возбужденных состояний атомов аргона из-за взаимодействий с молекулами гасящего газа.

В настоящее время ведутся интенсивные экспериментальные исследования нового поколения газовых детекторов — газовых электронных умножителей, искровых счетчиков Пестова, камер с резистивными платами. Если бы был банк физических характеристик газов, входящих в рабочую смесь, то эти исследования можно было бы упростить моделированием лавин в этих детекторах.

В данной работе мы часть программы моделирования ливней используем для уточнения полного сечения возбуждения атомов аргона. При моделировании использовались экспериментальные и расчетные сечения упругого рассеяния и ионизации электронов, а также зависимости скорости дрейфа электронов и коэффициента ионизации от напряженности однородного электрического поля E/N (E — напряженность поля; N — плотность газа). Полученные в окончательном моделировании дрейфовые характеристики (средняя энергия электронов в рое, продольный и поперечный коэффициенты диффузии) сравниваются с имеющимися экспериментальными и расчетными данными. Эти сравнения являются критерием корректности моделирования.

Метод Монте-Карло

Отметим некоторые характеристики применяемого нами метода *Монте-Карло*.

1. Расчеты проводились для 36 значений напряженностей электрического поля E/N от $0.3Td$ до $1000Td$ ($1Td = 10^{17} B \cdot \text{см}$), причем сразу проходилась или весь диапазон напряженностей поля, или его часть.

Для экономии вычислительного времени при моделировании не учитывалось тепловое движение атомов аргона, и этим определялась нижняя граница напряженности поля $\sim 0.3Td$.

Для электрона фиксировались координата (x, y, z) , компоненты скорости (v_x, v_y, v_z) и время дрейфа t . Направление электрического поля было выбрано по оси x . Спектр скоростей, полученный для меньшего значения электрического поля, использовался в качестве исходного для более высокого значения поля. В окончательном моделировании вводилось время для “термолизации” роя электронов.

2. Время пробега для элементарного акта выбиралось $T_{step} = 0.1/\nu_{total}$, где ν_{total} — полная частота взаимодействия электрона с атомом аргона для данной энергии электрона. При этом накладывалось условие, чтобы энергия, приобретаемая электроном за один акт, не превышала $0.05 \div 1.0$ эВ в зависимости от энергии налетающего электрона.

3. В каждом элементарном акте вычислялась промежуточная энергия электрона, и для этой энергии определялся вид взаимодействия — свободный пробег, упругое рассеяние, возбуждение аргона или его ионизация. В случае свободного пробега вычислялась конечная энергия электрона.

4. Параметры роя электронов определялись при прохождении электронов фиксированного расстояния Δx , и скорость дрейфа электронов v_{dr} вычислялась как

$$v_{dr} = \frac{x_2 - x_1}{(\sum_{i=1}^{N_e} t_{2i} - (\sum_{i=1}^{N_e} t_{1i})/N_e)}, \quad (2)$$

где N_e — число электронов в рое.

Для электрических полей, в которых нет заметного размножения электронов, моделированные дрейфовые скорости должны соответствовать экспериментальным значениям скорости дрейфа, определяемым во время-пролетных экспериментах.

Для каждого значения E/N расстояние Δx выбиралось индивидуально, исходя из того, чтобы статистическая точность в определении скорости дрейфа была $\sim 1\%$.

5. Расчеты были проведены до полей $1000 Td$, так как в этих полях имеются данные по численному решению уравнения Больцмана [3, 4]. Заметим, что при таких больших полях идет интенсивное размножение электронов, поэтому приходится уменьшать Δx (вплоть до десятка длин свободного пробега) и моделирование теряет статистическую точность, а само понятие “дрейф электронов” теряет смысл.

Исходные данные

Дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов на атомах или молекулах газов $\partial Q_{el}/\partial\epsilon\partial\theta$ при разных энергиях налетающего электрона ϵ имеют сложную зависимость от угла рассеяния θ , и в настоящее время нет аналитического выражения $\partial Q_{el}/\partial\epsilon\partial\theta = f(\epsilon, \theta)$, которое можно использовать в расчетах. На рис. 1 приведены экспериментальные данные дифференциальных сечений рассеяния от угла рассеяния в аргоне для нескольких энергий налетающего электрона [5].

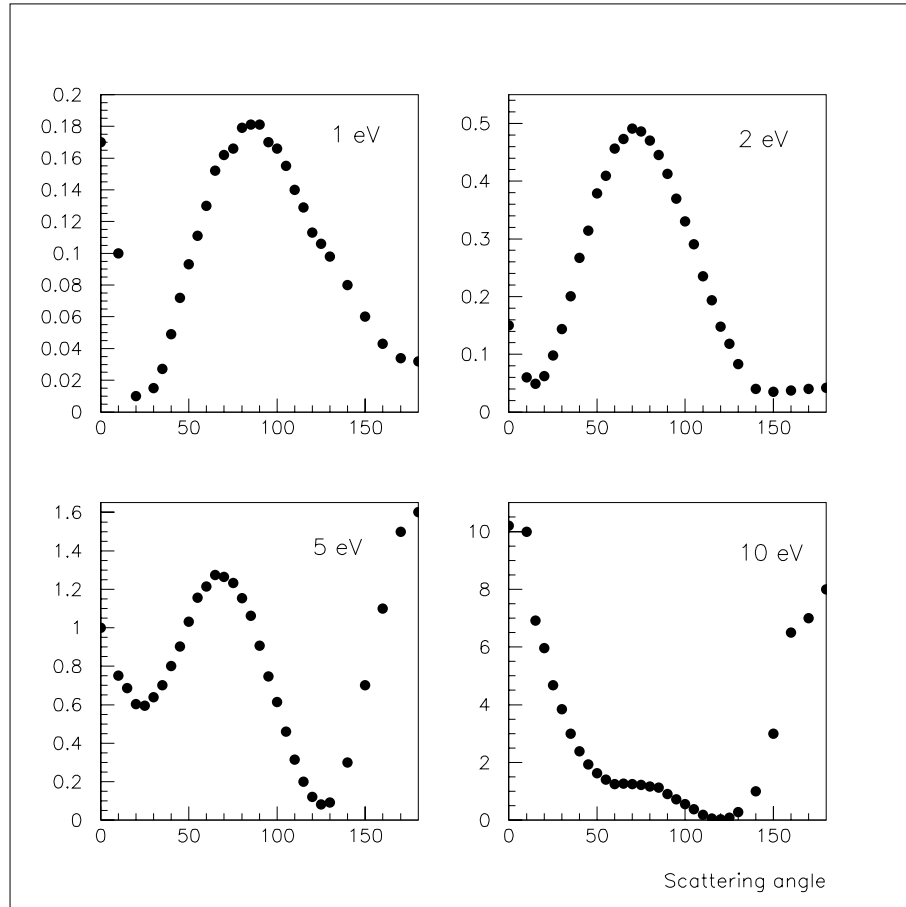


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов с аргоном (*Gibson et al., 1996*). Угол рассеяния — в градусах, сечение — в единицах $10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$.

Можно сделать общие замечания о дифференциальных сечениях упругого рассеяния электронов в газах.

1. С большой точностью реальное рассеяние электронов $\varepsilon \leq 1$ эВ можно считать изотропным в системе центра инерции (с.ц.и.).

2. С увеличением энергии электронов увеличивается доля электронов, рассеянных в переднюю полусферу, а при энергии электронов больше 40 эВ доля электронов, рассеянных в заднюю полусферу, уменьшается до нуля.

3. При дрейфе в электрическом поле электроны с энергиями выше 20 эВ присутствуют в хвосте энергетического распределения при больших напряженностях электрического поля. При этих энергиях электронов уменьшаются как доля упругого рассеяния в общем сечении взаимодействия, так и роль углового распределения рассеяния. Поэтому некоторые неточности в угловом распределении для электронов с такими энергиями не должны влиять на конечный результат моделирования.

С другой стороны, характер дрейфа электронов в газах из-за упругого рассеяния определяется транспортным сечением (или сечением рассеяния с передачей импульса) [6]

$$Q_m(\varepsilon) = 2\pi \int_0^\pi \frac{dQ_{el}(\varepsilon, \theta)}{d\theta} (1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta. \quad (3)$$

На рис. 2 приведены зависимости от энергии электронов полного сечения упругого рассеяния электронов на атомах аргона [7, 8] и расчетного транспортного сечения [7, 9] (сглаженные кривые через эти данные использовались в наших расчетах).

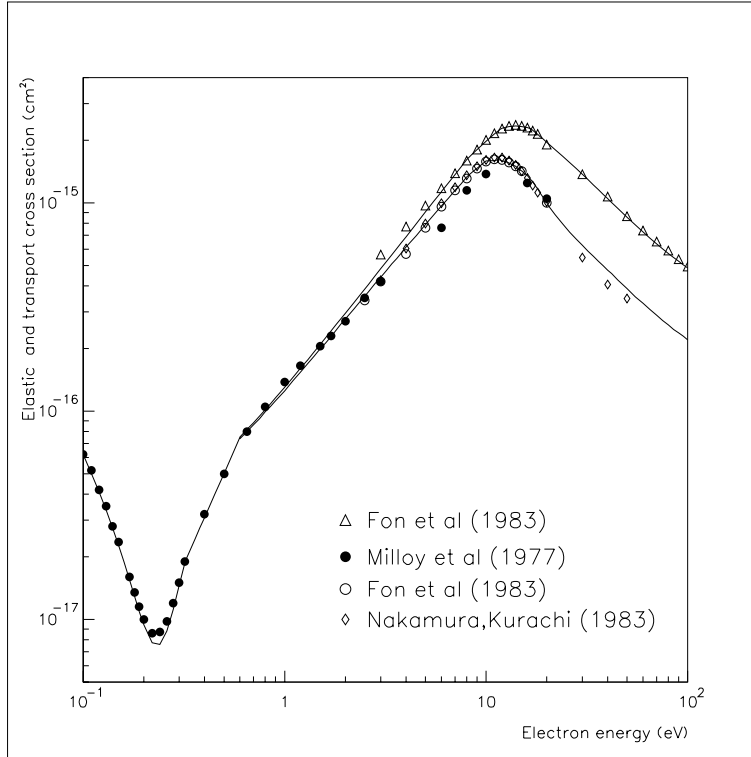


Рис. 2. Зависимости сечения полного упругого рассеяния и транспортного сечения электронов на атомах аргона от энергии электронов. Использовались данные: \triangle — *Fon et al., 1983*; \bullet — *Milloy et al., 1977*; \circ — *Fon et al., 1983*; \diamond — *Nakamura and Kurachi, 1988*.

Аналитическое выражение для модельного дифференциального сечения искалось таким, чтобы из него можно было достаточно легко получить связь между полным сечением рассеяния и транспортным сечением. В данной работе была выбрана простая модельная зависимость дифференциального сечения рассеяния электронов от энергии электронов и их угла рассеяния

$$\partial Q_{el}/\partial \varepsilon \partial \theta \sim [1 + B(\varepsilon) \cos \theta], \quad (4)$$

которая приводит к соотношению между двумя сечениями

$$Q_m(\varepsilon) = Q_{el}(\varepsilon)[1 - B(\varepsilon)/3]. \quad (5)$$

Один из возможных вариантов аналитической зависимости $B(\varepsilon)$ для аргона показан ниже (ε выражена в электрон-вольтах):

$$\begin{aligned} B(\varepsilon) &= 0 &< 0.19 \text{ эВ} , \\ B(\varepsilon) &= 0.776[1 - \exp(-0.14\varepsilon)] &< 10 \text{ эВ} , \\ B(\varepsilon) &= 0.585 + 0.188(\varepsilon - 10)^{0.7} &< 22 \text{ эВ} , \\ B(\varepsilon) &= 1.235 + 0.565[1 - \exp(-0.25\varepsilon + 4.25)] \geq 22 \text{ эВ} , \end{aligned}$$

Заметим, что зависимость угла рассеяния от случайного числа RN [0,1] и фактора $B(\varepsilon)$ дается выражением

$$\cos \theta = 1 - \frac{4RN}{1 + B + \sqrt{(1 + B)^2 - 4B \cdot RN}}. \quad (6)$$

Подчеркнем, что выбранная зависимость сечения упругого рассеяния от угла рассеяния и энергии электрона не имеет физического смысла, а является только техническим приемом, который упрощает моделирование. В качестве первого приближения ее можно использовать и для других газов.

Зависимость сечения ионизации от энергии электронов взята из работы *Rapp and Englander-Golden* [10]. Для процесса ионизации принималось, что двойная ионизация отсутствует (введение 10 %-й двойной ионизации для электронов с энергиями > 50 эВ не дало ощутимого эффекта), а угловое распределение электронов изотропное в *с.ц.и.* Введение неизотропности в зависимости от энергии налетающего электрона не влияло на конечные результаты.

Действительно, для рассматриваемой области E/N энергетическое распределение электронов в рое таково, что при возбуждении и ионизации образующиеся электроны имеют почти нулевые энергии и реальный механизм их углового распределения не существен.

Из дрейфовых характеристик использовались зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности поля E/N , полученная на основе экспериментальных [9,11] и расчетных [3] данных (рис. 3), и зависимость ионизационного коэффициента от E/N [12] (рис. 4). Отметим, что зависимость скорости дрейфа от электрического поля определяется дифференциальными сечениями упругого рассеяния, возбуждения и ионизации, а зависимость коэффициента ионизации от поля дает нужное соотношение между процессами возбуждения и ионизации.

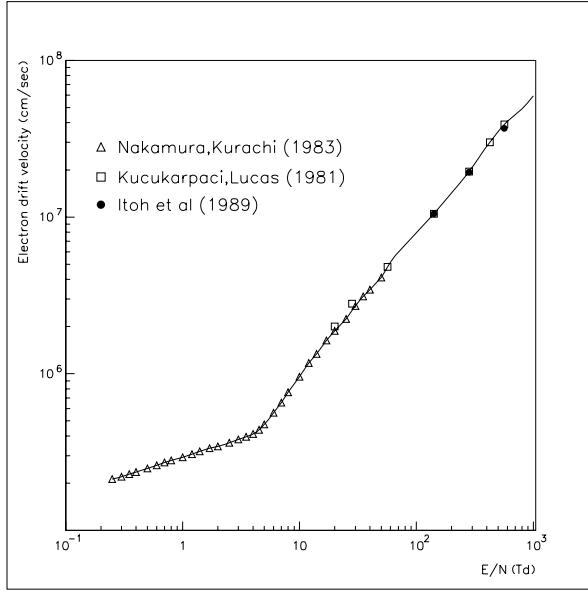


Рис. 3. Зависимость скорости дрейфа электронов в аргоне от напряженности поля. \triangle — *Nakamura and Kurachi, 1983*; \square — *Kucukarpaci and Lucas, 1981*; \bullet — *Itoh et al., 1989*.

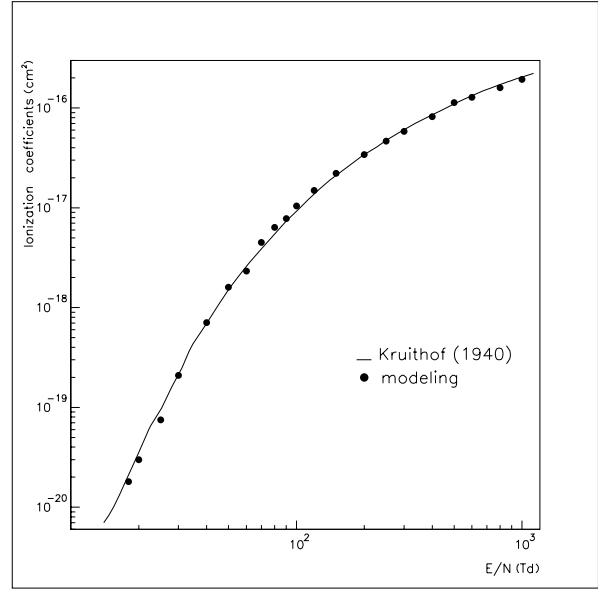


Рис. 4. Зависимость ионизационного коэффициента электронов в аргоне от напряженности поля (*Kruithof, 1940*). \bullet — результаты одного из моделирований.

Полное сечение возбуждения аргона

Для процессов возбуждения атомов аргона принимался один общий порог 12 эВ для всех уровней возбуждения аргона. В качестве “затравки” сечения возбуждения были усреднены данные из обзорной статьи [13].

При моделировании дрейфа электронов варьировалась зависимость полного сечения возбуждения аргона для того, чтобы результирующая зависимость скорости дрейфа электронов от E/N совпадала с зависимостью, приведенной на рис. 3 в пределах $\pm 1\%$, а результирующая зависимость ионизационного коэффициента совпадала с зависимостью на рис. 4 в пределах $\pm 2.5\%$ (на рис. 4 показаны результаты последнего моделирования).

Окончательная зависимость сечения возбуждения аргона от энергии электронов показана на рис. 5, которая практически совпала с зависимостью, которой пользовались в своих расчетах *Sakai et al.* [14].

На рис. 6 показана зависимость коэффициента возбуждения атомов аргона δ от напряженности E/N , который по аналогии с коэффициентом ионизации определяется из условия

$$dN_{ex} = \delta \cdot N \cdot dx, \quad (7)$$

где dN_{ex} — число возбужденных атомов на пробеге dx .

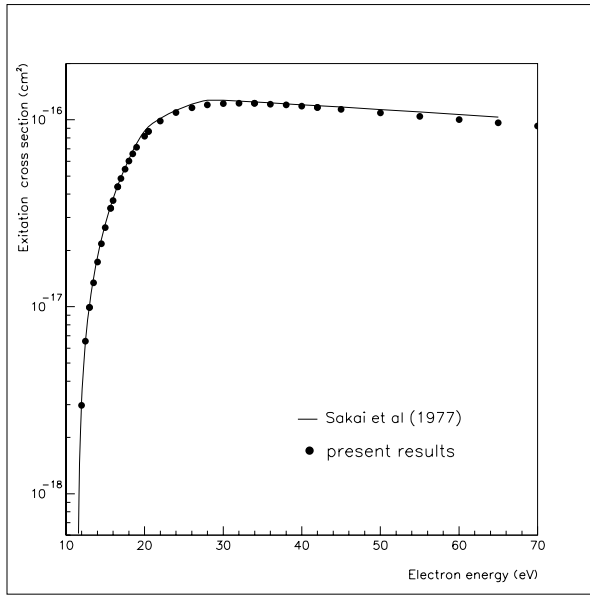


Рис. 5. Зависимость сечения возбуждения аргона от энергии электронов. — *Sakai et al.*; • — данная работа.

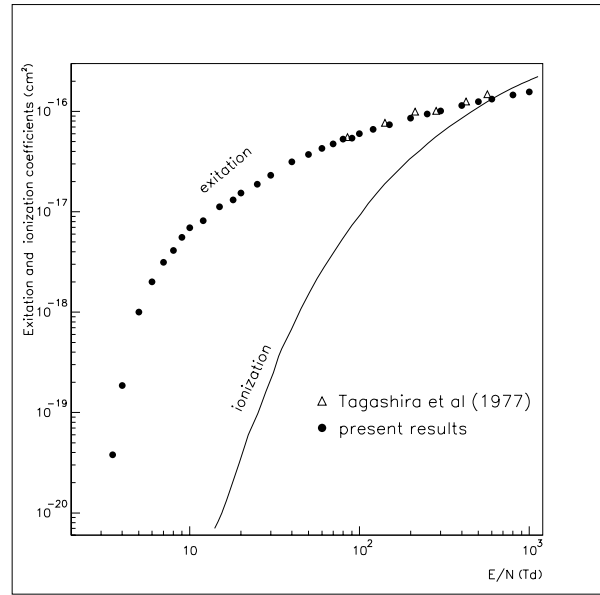


Рис. 6. Зависимости коэффициентов возбуждения и ионизации аргона от напряженности поля. Δ — *Tagashira et al.*, 1977; • — данная работа.

В области больших полей $E/N > 80 \text{ Td}$ имеются расчетные данные *Tagashira et al.* [4] (анализ уравнения Больцмана), которые также приведены на этом рисунке. Для качественного сравнения на этом рисунке показана зависимость ионизационного коэффициента. Из сравнения двух зависимостей видно, что до напряженностей поля $\sim 100 \text{ Td}$ (или $2.7 \cdot 10^4 \text{ В/см}$) процесс возбуждения атомов аргона превалирует над ионизацией. Обычно в газовых детекторах аргон входит в рабочую смесь с гасящим газом. Присутствие гасящей добавки может изменить энергетическое распределение электронов в поле, но несущественно поменять соотношение процессов возбуждения и ионизации в аргоне. Возбуждение атомов аргона может сниматься конкурирующими процессами — или испусканием фотонов, или процессом *Пеннинга*:



где B — гасящая компонента смеси газов.

Если взять в качестве гасящей добавки один из газов изобутановой серии, то для этих газов нижнюю границу скорости реакции процесса *Пеннинга* можно оценить как $k \sim 5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$ для четырех P — уровней аргона [15], и при 10%-й гасящей добавке в нормальных условиях собственное время снятия возбуждения метастабильных и обычных уровней $\sim 1 \text{ нсек}$, что сравнимо с временем снятия возбуждения обычных уровней через испускание фотонов, т.е. процесс *Пеннинга* является источником размножения электронов и играет существенную роль в начальном развитии газовой лавины в неоднородном электрическом поле.

Дрейфовые параметры роя электронов

В окончательном моделировании были получены зависимости от E/N средней энергии электронов в рое, продольного и поперечного коэффициентов диффузии, которые сравнивались с имеющимися экспериментальными и расчетными данными. Отметим, что эти параметры дрейфа представляют интерес, так как они получаются в широком диапазоне напряженностей электрического поля одной методикой.

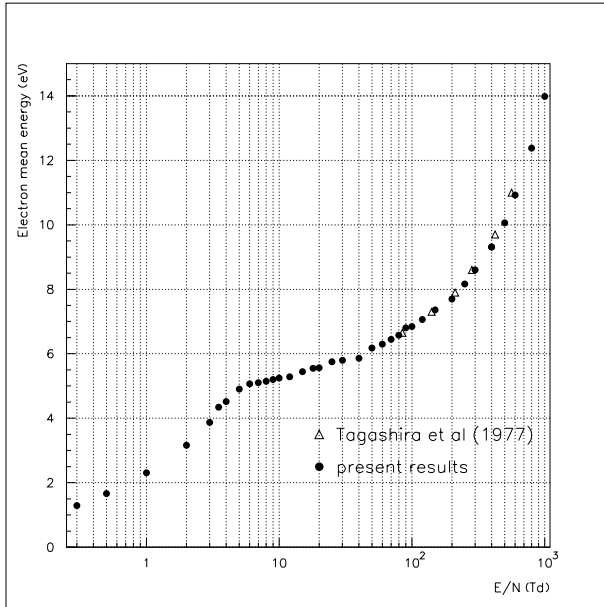


Рис. 7. Зависимость средней энергии электронов в рое от напряженности поля. Δ — Tagashira et al., 1977; \bullet — данная работа.

Зависимость средней энергии электронов в рое от E/N приведена на рис. 7 вместе с расчетными данными [4]. Замедление роста средней энергии от $E/N = 6 Td$ до $E/N = 100 Td$ связано с включением процессов возбуждения и ионизации (налетающий электрон сразу теряет значительную долю своей энергии). После $E/N = 100 Td$ начинается более быстрый рост, связанный с тем, что рождающиеся электроны с $\varepsilon \sim 0$ приобретают за время большого свободного пробега (рис. 2) значительную энергию.

Для рассматриваемого диапазона E/N средняя энергия электронов роя меняется мало (средняя скорость электронов еще меньше), а скорость дрейфа v_{dr} при этом меняется на несколько порядков. Поэтому, начиная с некоторой напряженности E/N , статистическая точность распределения v_x позволяет определять скорость дрейфа по среднему значению v_x , т.е. $v_{dr} = \overline{v_x}$ (классическое определение скорости дрейфа). На рис. 8 показаны распределения v_x для шести значений E/N при промежуточном моделировании (скорость на рисунке в единицах мм/нсек). При напряженностях поля $30 Td$ скорость дрейфа, получаемая таким способом, имеет разумное значение, а при $E/N > 70 Td$ значения скоростей дрейфа, полученных двумя способами, отличались в пределах $\pm 2\%$.

Из распределений по скоростям видно, что дефицит электронов с маленькими скоростями в направлении против поля увеличивается с ростом электрического поля и определяет скорость дрейфа. Распределения v_y и v_z совпадали и были симметричны относительно нуля. Приведенные распределения v_x в зависимости от E/N являются решением уравнения Больцмана $f(v_x)$ для однородного электрического поля. Распределение v_x для $E/N = 600 Td$ почти совпадает с таким же распределением при $E/N = 566 Td$, полученным из уравнения Больцмана [16].

Продольный и поперечный коэффициенты диффузии вычислялись в моделировании с достаточно высокой погрешностью $\sim 15\%$. Полученные коэффициенты продольной диффузии D_l вместе с экспериментальными [9] и расчетными [3] данными приведены на рис. 9. Видно, что согласие с опытными данными удовлетворительное.

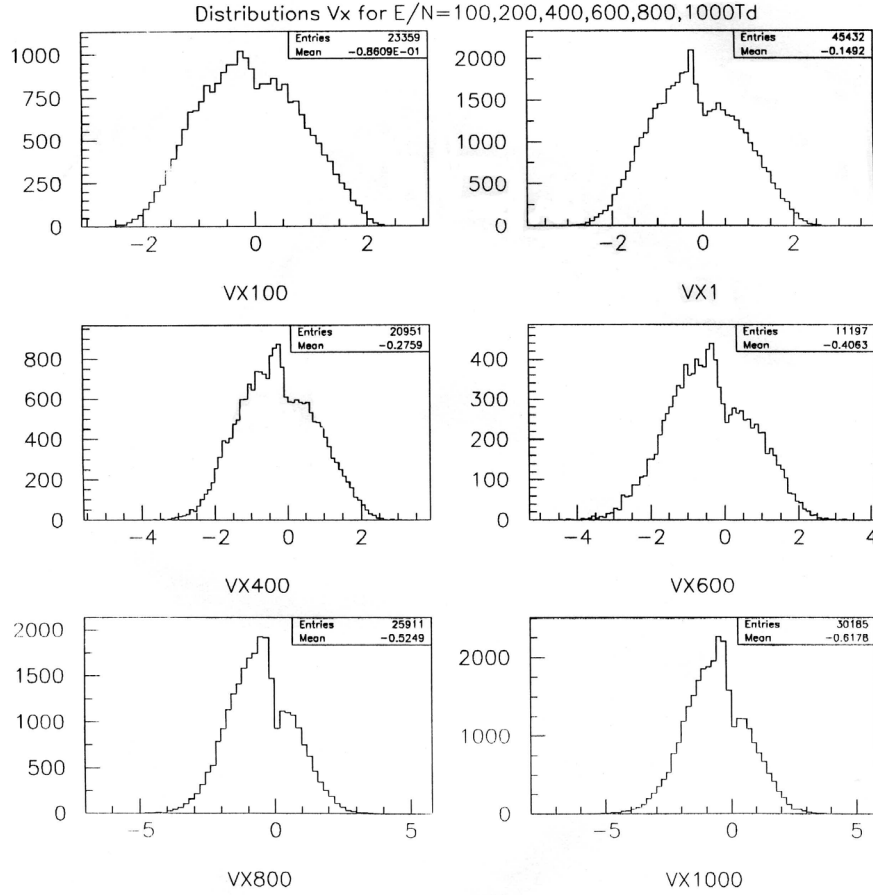


Рис. 8. Распределения скорости v_x электронов в рое при различных E/N ($100 \div 1000 Td$). Скорость дана в мм/сек.

Зависимость D_l от напряженности поля имеет минимум при $3 \div 4 Td$. Это связано с включением механизма процесса возбуждения, после которого электроны имеют почти нулевые энергии и, следовательно, большие свободные пробеги по полю, что приводит к возрастанию продольной диффузии. Это подтверждается значением D_l для $E/N = 7 Td$ при моделировании с выключенными процессами возбуждения и ионизации аргона (только упругое рассеяние).

Для поперечной диффузии D_{tr} (рис. 10) ситуация хуже — расхождение с опытными данными [17, 18] достигает до 50 % для некоторых значений напряженности поля, хотя качественное согласие есть. На этом же рисунке приведены расчетные данные из работы [3].

В время-пролетных экспериментах одновременно измеряются скорость дрейфа и продольный коэффициент диффузии. Точность определения скорости дрейфа лежит в пределах 2%. Определяемые при этом значения коэффициента продольной диффузии имеют разброс $\pm 10\%$ [19]. Поперечная диффузия измеряется в специальных опытах, но экспериментальная точность не лучше.

Сравнение полученных дрейфовых параметров роя электронов (средняя энергия электрона в рое, продольный и поперечный коэффициенты диффузии, а также зависимость коэффициента возбуждения атомов аргона) с имеющимися экспериментальными и рас-

четными данными показывает удовлетворительное согласие. Аргон с этими сечениями взаимодействия электронов можно использовать как при моделировании ливней, так и как эталонный газ для анализа сечений возбуждений газов, входящих в аргонсодержащую смесь.

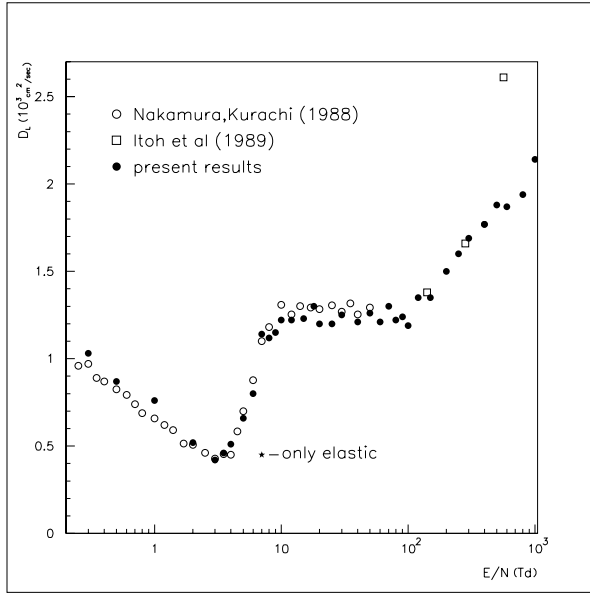


Рис. 9. Зависимости продольной диффузии от напряженности поля. \circ — *Nakamura and Kurachi, 1988*; \square — *Itoh et al., 1989*; \bullet — данная работа; \star — коэффициент диффузии при выключенных процессах возбуждения и ионизации.

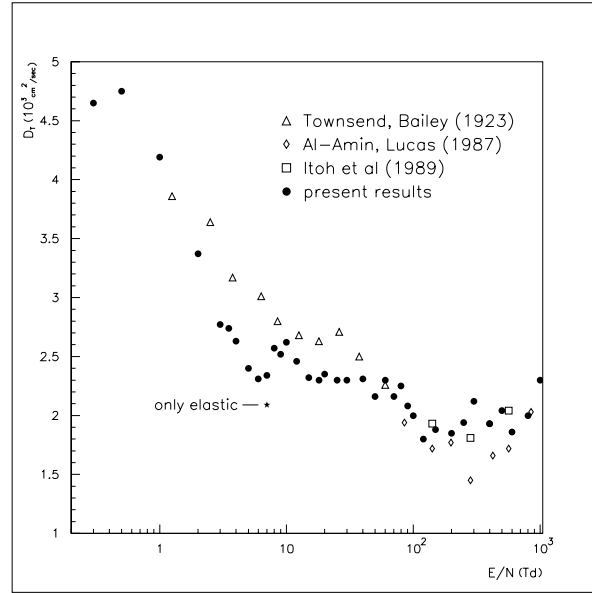


Рис. 10. Зависимости поперечной диффузии от напряженности поля. \triangle — *Townsend and Bailey, 1923*; \diamond — *Al-Amin and Lucas, 1987*; \square — *Itoh et al., 1989*; \bullet — данная работа; \star — коэффициент диффузии при выключенных процессах возбуждения и ионизации.

Список литературы

- [1] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. — М.: Мир, 1977.
- [2] Peisert A. and Sauli F. 1984, CERN 84-08.
- [3] Itoh H., Kawaguchi M., Takada M., Nakao Y. and Tagashira H. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1989, 22, pp. 1095 – 1101.
- [4] Tagashira H., Sakai Y. and Sakamoto S. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1977, 10, pp. 1051 – 1063.
- [5] Gibson J.C., Gulley R.J., Sullivan J.P., Buckman S.J., Chan V. and Burrow P.D. // J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys. 1996, 29, pp. 3177 – 3195.
- [6] Holstein T. // Phys.Rev. 1946, v.70, pp. 367 – 384.
- [7] Milloy H.B, Crompton R.W., Rees J.A. and Robertson A.G. // Aust.J.Phys. 1977, 30, pp. 61 – 72.

- [8] Fon W.C., Berrington K.A., Burke P.G. and Hilbert A. // J.Phys.B: At.Mol.Phys. 1983, 16, pp. 307 – 321.
- [9] Nakamura Y. and Kurachi M. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1987, 21, pp. 718 – 723.
- [10] Rapp D. and Englander–Golden P. // J.Chem.Phys. 1965, 43, pp. 1464 – 1479.
- [11] Kucukarpaci N.M. and Lucas J. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1981, 14, pp. 2001 – 2014.
- [12] Kruithof A.A. // Physika 1940, 7, pp. 519 - 540.
- [13] Puech V. and Torchin L. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1986, 19, pp. 2309 – 2323.
- [14] Sakai Y., Tagashira H. and Sakamoto S. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1977, 10, pp. 1035.
- [15] Christophorou L.G. Atomic and molecular radiation – physics. N.Y. John Wiley, 1970.
- [16] Kitamori K., Tagashira H. and Sakai Y. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1980, 13, pp. 535 – 550.
- [17] Townsend J.S. and Bailey V.A. // Phil.Mag. 1922, 44, pp. 1033 - 1052;
Phil.Mag. 1923, 46, pp. 657 – 665.
- [18] Al-Amin A.J. and Lucas J. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1987, 20, pp. 1590 – 1595.
- [19] Kurachi M. and Nakamura Y. // J.Phys.D: Appl.Phys. 1987, 21, pp. 602 – 606.

Рукопись поступила 3 сентября 2002 г.

Г.А. Акопджанов.

Дрейф электронов в аргоне и моделирование сечений возбуждения.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Н.В. Ежела.

Технический редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 16.09.2002. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 1,37. Уч.-изд.л. 1,1. Тираж 130. Заказ 149. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

